

09; 10

© 1991 г.

## ФОРМИРОВАНИЕ ВИНТОВЫХ РЭП В СИСТЕМЕ С ПЕРИОДИЧЕСКИМ ОНДУЛЯТОРНЫМ И СЛАБОНЕОДНОРОДНЫМ ПРОДОЛЬНЫМ МАГНИТНЫМИ ПОЛЯМИ

Н. С. Гинзбург, Н. Ю. Песков, М. Д. Токман

Теоретически исследован новый режим раскачки циклотронных осцилляций в комбинированном, периодическом ондуляторном и слабонеоднородном продольном, магнитном поле, основанный на эффекте скачкообразного изменения адиабатического инварианта нелинейной динамической системы. Показано, что по качеству формируемых винтовых релятивистских электронных пучков (РЭП) рассмотренный метод имеет определенные преимущества перед традиционными электронно-оптическими системами, используемыми в лазерах на циклотронном резонансе.

### Введение

Одной из основных проблем, встающих на пути реализации лазеров на циклотронном авторезонансе (МЦАР) [1-7], является формирование винтовых релятивистских электронных пучков с малым разбросом параметров. Взаимодействие электронного пучка с высокочастотной волной в МЦАР эффективно, если обусловленные дисперсией скоростей и энергий смещения фаз электронов относительно синхронной волны на длине пространства взаимодействия  $L$  не превышает  $\pi$

$$\Delta \left[ (\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} - \Omega_H) \frac{L}{v_{\parallel}} \right] < \pi, \quad (1)$$

где  $\Omega_H = \omega_{H0}/\gamma$ ;  $\omega_{H0} = (eH_0)/(mc)$  — нерелятивистская гирочастота;  $v_{\parallel}$  — продольная скорость электронов;  $\omega$ ,  $k_{\parallel}$  — частота и продольное волновое число волны.

Из (1) следует условие на допустимый разброс продольных скоростей и энергий электронов

$$\frac{\Delta v_{\parallel}}{v_{\parallel}} \leq \frac{1}{\gamma^2 N}, \quad \frac{\Delta \gamma}{\gamma} \leq \frac{1}{N}, \quad (2a), (2b)$$

где  $N = (\Omega_H L)/(2\pi v_{\parallel})$  — число циклотронных колебаний электрона в пространстве взаимодействия,  $\gamma = \mathcal{E}/(mc^2)$  — релятивистский масс-фактор.

Обычно электронный пучок инжектируется с эквипотенциального катода, и при не очень больших токах пучка энергетический разброс удовлетворяет условию (2б), поэтому главную трудность представляет формирование пучков с малым разбросом по поперечным скоростям (питч-углам), допустимая величина которого для моноэнергетического электронного пучка оценивается с помощью (2а) как

$$\frac{\Delta v_{\perp}}{v_{\perp}} \approx \frac{1}{g^2} \frac{\Delta v_{\parallel}}{v_{\parallel}} \leq \frac{1}{g^2 \gamma^2 N}, \quad (3)$$

где  $g = v_{\perp}/v_{\parallel}$  — питч-фактор пучка.

В слаборелятивистских МЦР (гиротронах) в качестве системы раскачки широкое распространение получили магнетронно-инжекторные пушки [8],

в которых приобретенная электронами в прикатодном пространстве осцилляторная скорость затем увеличивается при движении в плавно нарастающем магнитном поле в соответствии с адиабатическим инвариантом

$$\frac{v_{\perp}^2}{H} = \text{const.} \quad (4)$$

При этом сохраняется относительный разброс осцилляторных скоростей ( $\Delta v_{\perp}/v_{\perp}$ ), что означает рост абсолютного скоростного разброса  $\Delta v_{\perp}$ .

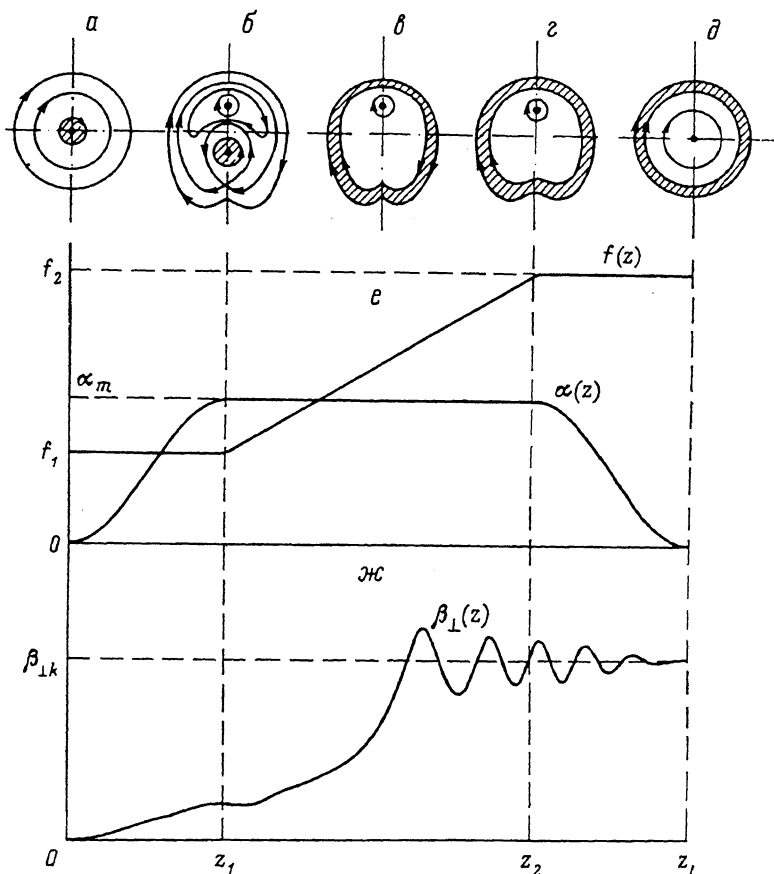


Рис. 1. Эволюция фазовых траекторий электронов (а—д), зависимость амплитуды ондуляторного поля и напряженности ведущего магнитного поля от продольной координаты (е), характерная зависимость поперечной скорости электронов от продольной координаты (ж).

Другим известным способом придания поперечной скорости первоначально прямолинейному пучку является использование неадиабатических систем с резкой неоднородностью магнитного поля на масштабе шага ларморовской спирали, когда закрутка электронов осуществляется радиальным магнитным полем, возникающим в области неоднородности [9]. В этом случае осцилляторная скорость пучка пропорциональна величине радиального магнитного поля и в реальном пучке, имеющем конечную толщину, возникает скоростной разброс, обусловленный тем, что частицы с разными начальными радиусами движутся в полях разной напряженности, т. е. системы с неадиабатической раскачкой пучка чувствительны к позиционному разбросу электронов.

В конструктивном отношении к исследуемой в данной работе системе близки так называемые системы с резонансной раскачкой [3, 10], в которых электроны движутся в периодическом магнитостатическом поле ондулятора и однородном магнитном поле в условиях циклотронного резонанса  $\Omega_H \approx \Omega_b$ , где  $\Omega_b = (2\pi v_{\perp})/d$  — баунс-частота,  $d$  — период ондулятора. Эти системы менее чувствительны к позиционному разбросу электронов, чем неадиабатические си-

стемы раскачки, и не увеличивают абсолютную величину скоростного разброса. Однако указанные системы очень критичны к энергетическому разбросу.

В настоящей работе исследована раскачка циклотронных осцилляций в системе с комбинированным — винтовым ондуляторным и слабонеоднородным продольным — магнитным полем. На начальном участке при адиабатически плавном включении ондуляторного поля происходит раскачка вынужденных (баунс) осцилляций электронов, которые затем при плавном изменении напряженности ведущего магнитного поля (или периода ондуляторного поля) в окрестности точки циклотронного резонанса трансформируются в собственные (циклотронные) осцилляции электронов. Последние сохраняются и после плавного выключения ондуляторного поля. Исследуемый механизм раскачки, основанный на эффекте скачкообразного изменения адиабатического инварианта (см. ниже формулу (12)) нелинейной динамической системы, аналогичен рассмотренному в [11] процессу нелинейного циклотронного ускорения частиц при движении через область с неоднородным ВЧ полем. Роль ВЧ поля в данном случае играет магнитное поле ондулятора, в котором энергия частиц сохраняется, а изменяется лишь питч-фактор. Как показано далее, по ряду характеристик рассматриваемая система раскачки имеет определенные преимущества перед традиционными.

## 1. Основные уравнения

Будем предполагать, что поле ондулятора на невозмущенной траектории пучка имеет круговую поляризацию  $H_x + iH_y = H_+ e^{i h z}$ , где  $h = (2\pi)/d$ ,  $d$  — период ондулятора,  $H_+$  — плавно меняющаяся вдоль продольной координаты  $z$  амплитуда (рис. 1,  $e$ ). Движение электронов в ондуляторном и слабонеоднородном магнитном поле

$$\mathbf{H} = H_+(z) \mathbf{z}_0 - \frac{r}{2} \frac{\partial H_+}{\partial z} \mathbf{r}_0$$

в пренебрежении радиальной компонентой магнитного поля<sup>1</sup> описывается уравнением

$$\frac{d\hat{p}}{dZ} - i \frac{f}{p_1} \hat{p} = -i \alpha_+ e^{iZ}, \quad (5)$$

где  $\hat{p} = (1/mc)(p_x + ip_y)$ ,  $p_1 = \sqrt{\gamma^2 - 1 - |\hat{p}|^2} = p_z/(mc)$ ,  $p_x, y, z$  — декартовы компоненты импульса,  $Z = hz$ ,  $\alpha_+ = (eH_+)/(\hbar mc^2)$ ,  $f = \omega_{H0}/(\hbar c)$ .

Для электронов, не имеющих начального поперечного импульса, граничные условия к уравнению (5) имеют вид

$$\hat{p}(0) = 0. \quad (6)$$

Представляя решение (5) в виде  $\hat{p} = (p_1 + ip_2) e^{iZ}$ , для действительных величин  $p_1, 2$  получаем систему уравнений, которая может быть представлена в канонической форме

$$\frac{dp_1}{dZ} = -\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial p_2}, \quad \frac{dp_2}{dZ} = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial p_1} \quad (7)$$

с гамильтонианом

$$\mathcal{H} = -\alpha_+ p_1 - f \sqrt{\gamma^2 - 1 - p_1^2 - p_2^2} - \frac{p_1^2 + p_2^2}{2}. \quad (8)$$

При постоянной амплитуде ондуляторного поля  $\alpha_+ = \text{const}$  и однородном продольном поле  $f = \text{const}$  уравнение  $\mathcal{H} = \text{const}$  задает траекторию частицы на фазовой плоскости  $(p_1; p_2)$  (рис. 1,  $a-d$ ).

<sup>1</sup> Для пренебрежения радиальной компонентой ведущего магнитного поля необходимо, чтобы изменение поперечного импульса, обусловленное наличием этой компоненты поля и определяемое соотношением (4), было много меньше осцилляторного импульса, индуцированного полем ондулятора. Это означает, что перепад напряженностей ведущего магнитного поля на длине взаимодействия должен быть не слишком велик.

Состояния равновесия  $p_{1, 2*}$  на фазовой плоскости определяются выражениями

$$p_{1*} \left( 1 - \frac{f}{\sqrt{\gamma^2 - 1 - p_{1*}^2}} \right) = -\alpha_+, \quad p_{2*} = 0 \quad (9)$$

и соответствуют движению электрона по стационарным винтовым траекториям с постоянной продольной скоростью и частотой вращения, равной баунс-частоте. На рис. 2 приведена зависимость амплитуды поперечного импульса  $p_{1*}$  от напряженности продольного магнитного поля  $f$ . В области больших напряженностей продольного магнитного поля  $f > f_{cr}$  электрон имеет одно состояние равновесия (рис. 1, в, з), а в области малых напряженностей  $f < f_{cr}$  существует три состояния равновесия (рис. 1, б). Бифуркационное значение напряженности магнитного поля определяется соотношением

$$f_{cr} = \sqrt{\gamma^2 - 1 - \alpha_+^2 / (\gamma^2 - 1)^{1/2}} \left( 1 - \frac{\alpha_+^2}{(\gamma^2 - 1)^{1/2}} \right). \quad (10)$$

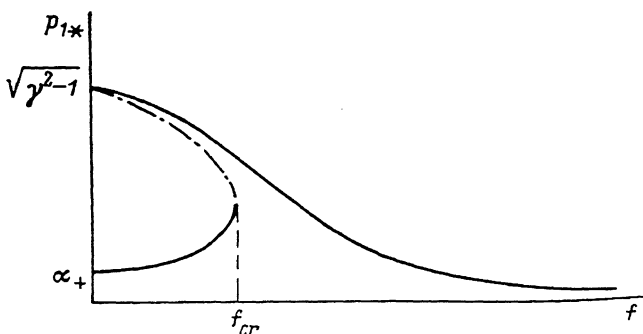


Рис. 2. Зависимость модуля поперечного импульса на стационарной траектории от напряженности ведущего магнитного поля.

Частота колебаний около состояний равновесия

$$\Gamma^2 = \left( 1 - \frac{f}{p_{1*}} \right) \left( 1 - \frac{f}{p_{1*}} - \frac{f p_{1*}^2}{p_{1*}^3} \right), \quad (11)$$

где  $p_{1*} = \sqrt{\gamma^2 - 1 - p_{1*}^2}$ , с точностью до членов  $\sim \alpha_+^2$  представляет собой разностную частоту [12]  $\Gamma \simeq |\Omega_b - \Omega_B| / \Omega_b$ .

Согласно (11), (9), устойчивые состояния равновесия — центры ( $\Gamma^2 < 0$ ), они лежат на кривых I и II (рис. 2), а неустойчивые — седла ( $\Gamma^2 > 0$ ), они находятся на кривой III.

Процесс раскочки циклотронных осцилляций удобно проиллюстрировать на основе анализа эволюции фазовых плоскостей. На участке включения ондуляторного поля происходит раскочка баунс-осцилляций электронов. При выполнении условия адиабатичности  $|\Lambda / \alpha_+| (d\alpha_+ / dZ) \ll 1$ , где  $\Lambda = (2\pi) / \Gamma$  — период движения электрона по фазовой траектории, сохраняется площадь, охватываемая фазовой траекторией электрона

$$I = \oint p_1 dp_2 = \text{const}. \quad (12)$$

Пусть при  $Z=0$ , где поле ондулятора равно нулю, электроны находятся в состоянии равновесия  $p_{1, 20} = 0$  или с учетом начального скоростного разброса совершают малые колебания около этого состояния (рис. 1, а). С ростом  $\alpha_+$  в силу условия сохранения адиабатического инварианта (12) электроны остаются около состояния равновесия II, которое смещается вдоль оси ординат на плоскости  $(p_1; p_2)$  (рис. 1, б). В области  $\alpha_+ = \text{const}^2$  при  $f < f_{cr}$  эти электроны

<sup>2</sup> Отметим, что амплитуда ондуляторного поля должна быть здесь не слишком велика (см. ниже формулу (17)).

имеют поперечный импульс, определяемый соотношением (9), и движутся по стационарной винтовой траектории, соответствующей вынужденным (баунс) осцилляциям (электроны, находящиеся около состояния равновесия, совершают малые колебания около стационарной траектории). Затем при плавном увеличении напряженности продольного магнитного поля  $|\Lambda/f| (df/dZ) \ll 1$  состояние равновесия *II* смещается на фазовой плоскости до момента  $f=f_{cr}$ , когда происходит его разрушение при слиянии состояний равновесия типа центр (*II*) и седло (*III*) (рис. 1, в). Далее при  $f > f_{cr}$  (рис. 1, г) электроны движутся около такой траектории, что ограниченная ею площадь на фазовой плоскости приблизительно равна площади под сепаратрисой в момент бифуркации [11], т. е. при  $f=f_{cr}$  происходит скачок адиабатического инварианта системы (12). Траектории электронов становятся сложнопериодическими и представляют собой суперпозицию вынужденных баунс- и собственных циклотронных осцилляций. При плавном выключении ондуляторного поля амплитуда вынужденных колебаний электронов стремится к нулю и на выходе из системы формируется поток электронов, совершающих только циклотронные колебания в однородном магнитном поле  $f_2$  (рис. 1, д).

## 2. Результаты численного моделирования

На рис. 1, ж приведена характерная траектория  $\beta_{\perp}(Z) = |\hat{p}(Z)|/\gamma$  частиц, полученная численным моделированием уравнений (7) в полях, показанных на рис. 1, е, подтверждающая результаты приведенного в разделе 1 качественного рассмотрения.

При не очень больших напряженностях ондуляторного поля  $\alpha_+ \ll \sqrt{\gamma^2 - 1}$  можно считать, что приобретаемый электронами поперечный импульс много меньше продольного  $|p_{1,2}|/\sqrt{\gamma^2 - 1} \ll 1$ . При этом в уравнениях (7) можно ограничиться рассмотрением первых двух членов разложения по величине  $\frac{|p_{1,2}|}{\sqrt{\gamma^2 - 1}}$ .

При  $\gamma \gg 1$  заменой переменных  $\hat{\beta}_{1,2} = p_{1,2}/(\gamma^{2/3}\alpha_m^{1/3})$ ,  $\xi = Z \cdot (\alpha_m^{2/3}/\gamma^{1/3})$ ,  $\delta = (1 - (f/\sqrt{\gamma^2 - 1})) (\gamma^{1/3}/\alpha_m^{2/3})$ ,  $a(Z) = \alpha_+(Z)/\alpha_m$ , где  $\alpha_m$  — амплитуда ондуляторного поля на стационарной траектории, система (7) может быть приведена к виду

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\beta}_1}{d\xi} &= \delta \left( \frac{\xi}{\xi_k} \right) \cdot \hat{\beta}_2 - \hat{\beta}_2 \frac{\hat{\beta}_1^2 + \hat{\beta}_2^2}{2}, \\ \frac{d\hat{\beta}_2}{d\xi} &= -a \left( \frac{\xi}{\xi_k} \right) - \delta \left( \frac{\xi}{\xi_k} \right) \cdot \hat{\beta}_1 + \hat{\beta}_1 \frac{\hat{\beta}_1^2 + \hat{\beta}_2^2}{2}. \end{aligned} \quad (13)$$

В рамках приближенных уравнений (13) зависимость амплитуды приведенного поперечного импульса  $\hat{\beta}_{\perp} = \sqrt{\hat{\beta}_1^2 + \hat{\beta}_2^2}$  от максимальной амплитуды ондуляторного поля  $\alpha_m$  возникает только за счет изменения масштаба полной длины взаимодействия  $\xi_k = Z_L \cdot (\alpha_m^{2/3}/\gamma^{1/3})$ , где  $Z_L$  — полная длина прибора. Численное интегрирование (13) показывает, что при  $\xi_k \geq 50$  зависимость  $\hat{\beta}_{\perp}(\xi_k)$  выходит на асимптотическое значение. При этом

$$\beta_{\perp} = 2.4 \cdot \frac{\alpha_m^{1/3}}{\gamma^{1/3}}. \quad (14)$$

Данная величина может быть определена аналитически из вычисления фазовой площади, охватываемой сепаратрисой в момент бифуркации  $\delta = 3/2$  [11].

В таких условиях, если электронный пучок обладает начальным позиционным разбросом и на электроны, отличающиеся радиусом инжекции, воздействует ондуляторное поле несколько различной амплитуды, разброс осцилляторных скоростей на выходе из системы составит <sup>3</sup>

$$\frac{\Delta\beta_{\perp}}{\beta_{\perp}} \approx \frac{1}{3} \frac{\Delta\alpha}{\alpha}, \quad (15)$$

<sup>3</sup> В системах с неадиабатически изменяющимся продольным магнитным полем [9]  $\beta_{\perp} \sim \alpha$  и соответственно разброс  $\Delta\beta_{\perp}/\beta_{\perp} \approx \Delta\alpha/\alpha$ .

что в 3 раза меньше, чем в неадиабатических системах раскачки. В реальных системах из-за конечности длины взаимодействия  $Z_L$  зависимость от  $\alpha_m$  более сильная. На рис. 3 приведена зависимость выходной амплитуды поперечной скорости  $\beta_{\perp k}$  от напряженности ондуляторного поля  $\alpha_m$  при разных длинах взаимодействия. При достаточных длинах взаимодействия приобретаемая скорость приближается к (14), а обусловленный начальный позиционный разброс скоростной разброс — к величине, определяемой соотношением (15).

Для корректного анализа влияния начального разброса электронов по пич-факторам в системах с неоднородным ведущим магнитным полем необходимо принять во внимание радиальную компоненту этого поля, с учетом которой система уравнений (7) приобретает вид

$$\frac{dp_1}{dZ} = p_2 \left(1 - \frac{f}{p_1}\right) - \frac{\partial \alpha_+}{\partial Z} - \frac{Y}{2} \frac{\partial f}{\partial Z}, \quad (16a)$$

$$\frac{dp_2}{dZ} = -p_1 \left(1 - \frac{f}{p_1}\right) - \alpha_+ + \frac{X}{2} \frac{\partial f}{\partial Z}, \quad (16b)$$

$$\frac{dX}{dZ} = Y + \frac{p_1}{p_1}, \quad \frac{dY}{dZ} = -X + \frac{p_2}{p_1}, \quad (16b), (16r)$$

где  $(X+iY) = h(x+iy) e^{-iz}$ ;  $x, y$  — декартовы компоненты радиус-вектора электронов.

На рис. 4 приведены зависимости от продольной координаты поперечных скоростей  $\beta_{\perp}(Z) = p_{\perp}(Z)/\gamma$  8 частиц, отличающихся разными фазами началь-

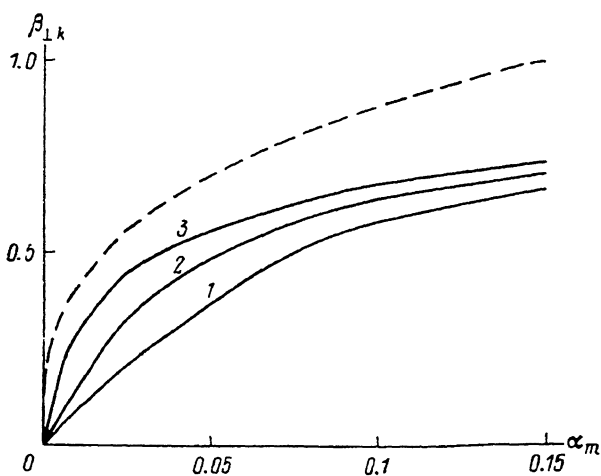


Рис. 3. Зависимость выходного значения поперечной скорости электронов от максимального значения амплитуды ондуляторного поля  $\alpha_m$  при разных длинах взаимодействия  $\Delta z = z_2 - z_1$ .

1 —  $(\Delta z)/d = 5$ , 2 — 10, 3 — 100; пунктир — асимптотические значения по формуле (14);  $\gamma = 2$ ,  $f_1 = 1$ ,  $f_2 = 2$ ,  $z_1/d = (z_L - z_2)/d = 5$ .

ной поперечной скорости  $\beta_1(0) + i\beta_2(0) = \beta_{\perp 0} e^{i2\pi N/8}$ ,  $N = 1, 2, \dots, 8$ , что соответствует равномерному распределению частиц по углам влета в ондулятор (в расчетах принималось  $\beta_{\perp 0} \approx 0.1 \beta_{\perp k}$ ). Видно, что абсолютная величина начального скоростного разброса не увеличивается. Численный анализ показывает, что при уменьшении перепада магнитного поля (и соответственно величины радиальной компоненты поля) величину выходного разброса можно уменьшить примерно в 2 раза по сравнению с рис. 4.

В этой связи может быть целесообразна модификация рассмотренного метода раскачки, когда напряженность продольного магнитного поля остается постоянной, а изменяется период ондуляторного поля  $d(Z)$ . При этом на начальном участке  $\Omega_b > \Omega_H$ , а затем при увеличении периода ондулятора достигается  $\Omega_b < \Omega_H$ . В такой ситуации процесс раскачки циклотронных осцилляций по-прежнему описывается уравнениями (7), в которых следует считать, что изменение  $f = \omega_{H0}/(hc)$  происходит за счет вариации  $h(Z)$ . Рис. 5 иллюстрирует чувствительность такой системы к начальному скоростному разбросу. Видно, что по сравнению с рис. 4 выходной скоростной разброс существенно уменьшается.

На рис. 6 приведены зависимости  $\beta_{\perp}(Z)$  для частиц, обладающих разными начальными энергиями. Как следует из рисунка, данная система не критична к дисперсии энергии электронов.

Рассматриваемый метод позволяет осуществить раскачку циклотронных осцилляций не только тонких (параксиальных), но и трубчатых релятивистских

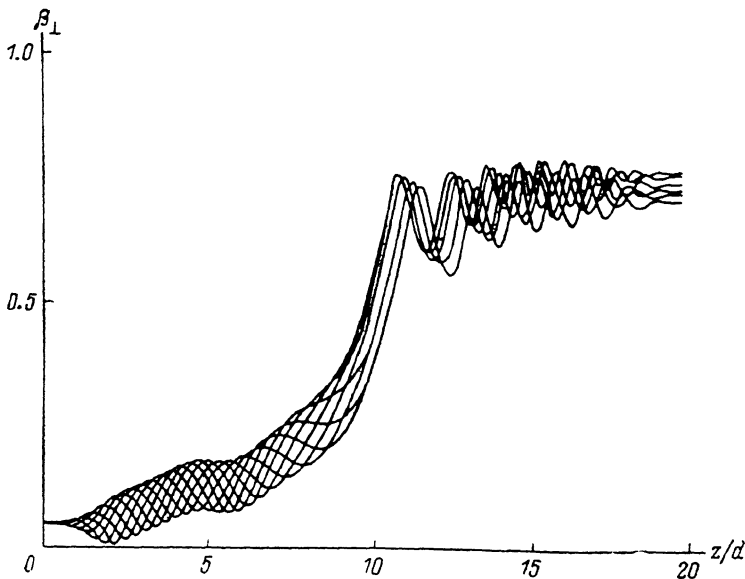


Рис. 4. Зависимость поперечной скорости от продольной координаты в системе с неоднородным ведущим полем для 8 электронов, отличающихся углами влета в ондулятор.

$$\gamma=2, f_1=1, f_2=2, \alpha_m=0.1, \beta_{10}=0.05, z_1/d=5, z_2/d=15, z_L/d=20.$$

электронных пучков. В последнем случае поле ондулятора на невозмущенной траектории электрона имеет, вообще говоря, эллиптическую поляризацию,

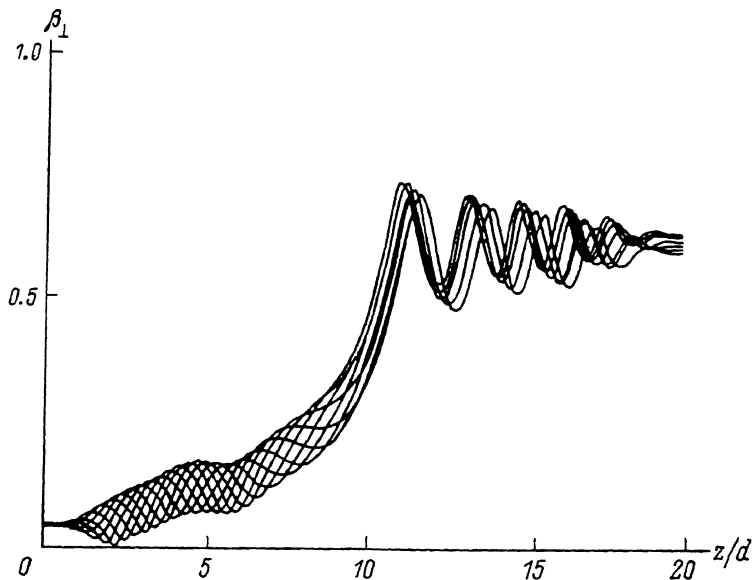


Рис. 5. Зависимость поперечной скорости от продольной координаты в системе с переменным периодом ондулятора и однородным ведущим полем для 8 электронов с разными углами влета в ондулятор.

$$\gamma=2, (\omega_{H0}/hc)_1=1, (\omega_{H0}/hc)_2=2, \alpha_m=0.1, \beta_{10}=0.05, z_1/d=5, z_2/d=15, z_L/d=20.$$

которая может быть представлена как сумма право- (синхронной)  $\alpha_+$  и лев-циркулярных (несинхронной)  $\alpha_-$  поляризаций. Учет несинхронной компонент приводит к добавлению в уравнения (16а), (16б) членов  $\alpha_- \sin 2Z$  и  $\alpha_- \cos 2Z$

соответственно. Численное моделирование показывает, что вплоть до амплитуд  $\alpha_- \simeq \alpha_+$ <sup>4</sup> несинхронная компонента не оказывает существенного влияния на выходные параметры пучка, включая скоростной разброс.

Заметим в заключение, что и при однородном магнитном поле и постоянном периоде ондулятора раскачка может быть в принципе получена, если максимальная амплитуда ондуляторного поля  $\alpha_m$  превышает значение [12]

$$\alpha_{cr} = \sqrt{\gamma^2 - 1 - f^{2/3} (\gamma^2 - 1)^{2/3}} \left[ 1 - \left( \frac{f}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} \right)^{1/3} \right], \quad (17)$$

когда также имеет место слияние состояний равновесия II и III (рис. 2). Однако в этой ситуации при выключении ондуляторного поля указанная бифуркация

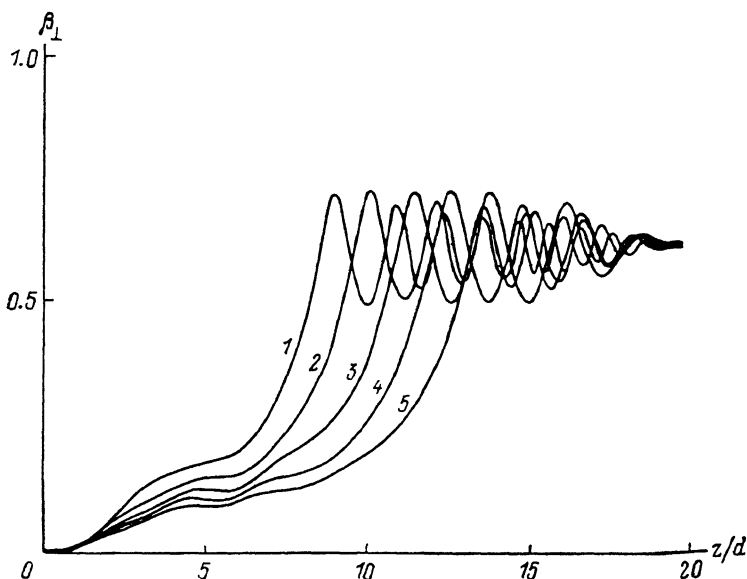


Рис. 6. Зависимость поперечной скорости от продольной координаты для электронов, отличающихся начальными энергиями.

1 —  $\gamma=1.8$ , 2 — 1.9, 3 — 2, 4 — 2.1, 5 — 2.2;  $f_1=1$ ,  $f_2=2$ ,  $\alpha_m=0.1$ ,  $z_1/d=5$ ,  $z_2/d=15$ ,  $z_L/d=20$ .

проходит вторично, в результате чего на фазовой плоскости снова возникают состояния равновесия II и III. При этом траектория, по которой движется электрон, оказывается сильно зависящей от фазы его движения в момент второй бифуркации, т. е. от момента выключения ондуляторного поля. Численные расчеты показывают, что в такой системе возникает либо большой скоростной разброс, вызванный наличием позиционного разброса частиц пучка, либо эта система очень чувствительна к начальному скоростному разбросу. По этой причине использование такой схемы для раскачки электронного пучка представляется нецелесообразным. Вместе с тем перспективно исследование систем раскачки, основанных на последовательном варьировании сначала  $\alpha$  с переходом через  $\alpha_{cr}$ , а затем и величины  $f$ .

#### Список литературы

- [1] Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Нусинович Г. С. и др. // Релятивистская высоко-частотная электроника. Горький, 1979. С. 157—216.
- [2] Bratman V. L., Ginzburg N. S., Nusinovich G. S. et al. // Int. J. Electr. 1981. Vol. 51. N 4. P. 541—546.
- [3] Bratman V. L., Denisov G. G., Ginzburg N. S., Petelin M. I. // IEEE J. Quant. Electr. 1983. Vol. QE-19. N 3. P. 282—288.

<sup>4</sup> В винтовом ондуляторе зависимость радиуса  $R$  встречи пучка синхронной и несинхронной компонент дается соотношениями  $\alpha_+ = \alpha_0 I_0(hR)$  и  $\alpha_- = \alpha_0 I_2(hR)$ , где  $I_{0,2}$  — модифицированные функции Бесселя, поэтому в действительности  $\alpha_- \leq \alpha_+$ .



- [4] Гинзбург Н. С., Зарницына И. Г., Нусинович Г. С. // Изв. вузов. Радиофизика. 1981. Т. 24. № 4. С. 481—487.
- [5] Братман В. Л., Денисов Г. Г., Офицеров М. М. // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, 1983. № 3. С. 127.
- [6] Pendergast K. D., Danli B. G., Temkin R. J. // IEEE Trans. on Plasma Sci. 1988. Vol. 16. N 2. P. 122—128.
- [7] Lin A. T. // Int. J. Electr. 1984. Vol. 57. N 3. P. 1097—1108.
- [8] Гольденберг А. Л., Лыгин В. К., Мануилов В. Н. и др. // Гиротрон. Горький, 1981. С. 86.
- [9] Цимрин Ш. Е. // Лекции по электронике СВЧ (VI школа-семинар инженеров). Саратов, 1974. Т. IV. С. 5.
- [10] Ботвинник И. Е., Братман В. Л., Денисов Г. Г. и др. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 2. С. 293—298.
- [11] Сергеев А. С., Токман М. Д., Суворов Е. В. Препринт ИПФ АН СССР. № 172. Горький, 1987.
- [12] Гинзбург Н. С., Новожилова Ю. В. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 9. С. 1709—1718.

Институт прикладной физики АН СССР  
Горький

Поступило в Редакцию  
1 августа 1989 г.